

一方向流中に置かれた多孔質体による乱流の生成・減衰過程 に関する基礎実験

重松孝昌*・塩足純一**・竹原幸生***・辻本剛三****

固液混相流場における乱流特性を明らかにするための基礎実験として、一方向流中に設置された多孔質体の間隙部およびその近傍の流速を、屈折率整合法および Super-Resolution PIV 法を用いて計測した。レイノルズ数を 3 通りに変えて行った実験から得られたデータをもとに、渦度、乱れの運動エネルギー、乱れエネルギーの散逸率などを求め、流れが多孔質体を通過して下流域に流出する間のこれらの生成・減衰機構について考察した。その結果、無次元化された乱れの運動エネルギーの生成・減衰過程は、レイノルズ数に依存しない形で表されることが明らかになった。

1. はじめに

水理学や海岸工学分野における長年にわたる課題の一つとして、流砂・漂砂が挙げられる。特に砕波帯下における砂移動のメカニズムは、砕波帯の流体運動そのものが複雑であり、その乱流構造と砂移動メカニズムが密接に関係しているため、その解明は極めて困難である。また、最近では、環境修復事業あるいは自然再生事業として、沿岸環境の修復が国家的な課題となりつつある。石積堤に代表されるような多孔質構造物には、懸濁物質の捕捉効果やそこに生息する微生物による栄養塩分解機能などが期待されている。これらの効果は隙間を通過する流体運動の影響を極めて強く受けると予想されるにもかかわらず、その詳細はまったく解明されていない。また、多孔質構造物周辺の物質循環は隙間を通過する際に生成される乱流の影響が大きいと推測されるが、十分な知見がないのが実情である。

このような課題を克服するためには、固液混相流場における固相・液相の運動の計測、あるいは複雑な形状を有する多孔質構造物間隙の流速、および、多孔質構造物近傍の流体運動の計測が必要である。本研究では、江藤ら (1996)、高野ら (2002) によって開発された屈折率整

合法を用いて多孔質体間隙部を流れる流体の運動を画像としてとらえ、画像処理に基づいて流体運動を把握しようとするものである。

2. 実験概要および実験条件

多孔質体は、直径 $D=2.0$ cm の球を 23 個接着して長さ 7 cm、高さ 5 cm、幅 5 cm となるようにして製作した (図-1 参照)。球はシリコン (信越化学: KE 108) を用いて製作した。このシリコンは、重量百分率濃度約 40% のヨウ化ナトリウム水溶液 (無色透明) と同様の屈折率を持っている。シリコン球で製作された多孔質体を図-2 に示すような U 字型管水路の中央部に固定し、その一端から前述のヨウ化ナトリウム水溶液を注入し、他端から自由越流させて一方向定常流を発生させた。このとき、流速 U は、レイノルズ数 Re が $Re=UD/\nu=554, 776, 1220$ (ν : ヨウ化ナトリウムの動粘性係数, 0.90×10^{-2} cm²/s) となるように 3 通りに変化させた。ただし、 U は多孔質体上流部における流速である。

実験は暗室で行い、一台の PC でダブルパルス YAG レーザー光源と CCD カメラを制御して、1/15 秒間隔で一对のパルスレーザーシート (0.005 秒間隔) を管水路の流軸中央部に照射し、レーザーシート内のトレーサー粒子を CCD カメラで撮影した。トレーサー粒子には、比重 1.4、粒径約 50 μ m のポリ塩化ビニル製の粒子を用いた。空間解像度を確保するため、撮影領域を多孔質体の上流部、多孔質体部、多孔質体の下流部の三領域に分け



図-1 多孔質体

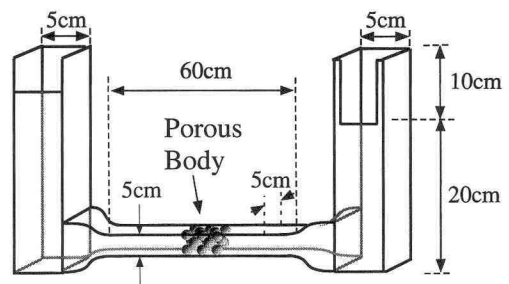


図-2 U字型管水路

* 正会員 博(工) 大阪市立大学助教授 大学院工学研究科

** 修(工) 大阪国際大和田高等学校 非常勤講師

*** 正会員 博(工) 近畿大学助教授 理工学部

**** 正会員 工 博 神戸市立工業高等専門学校教授

て撮影し、それぞれの撮影は一分間にわたって行われた。撮影された画像のサイズは 1008×1018 画素で、撮影精度は $0.008 \sim 0.018 \text{ cm/pixel}$ であった。

3. 解析手法

撮影画像には、トレーサー粒子の情報のほかに、シリコン球に付着して移動しないトレーサーや管路壁面などの余計な情報が入っている。そこで、任意の時刻に撮影された任意の画素における輝度値から、その画素における 1800 枚の平均輝度値を減ずることによって、トレーサー粒子の情報のみを取り出すことにした。すなわち、

$$x(i, j) = \max[x(i, j) - X(i, j), 0] \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $x(i, j)$ は画素 (i, j) における輝度値、 $X(i, j)$ はアンサンブル平均輝度値を表し、 $\max[a, b]$ は a と b の大きい方の値をとることを意味する。このような処理を施すことによって、前述のような余計な情報を削除した。

撮影された画像を詳細に検討すると、シリコン球が存在する位置においても、トレーサー粒子の情報が含まれていることがわかった。本来、レーザーシート内に存在するトレーサー粒子のみがレーザー光によって明るく輝き、それらが画像として撮影されるはずであるが、散乱レーザー光によってレーザーシート外に存在するトレーサー粒子も明るくではないが輝いてしまったため、撮影画像にその情報が含まれたと考えられる。ただし、このような位置にある輝度値は小さいので、任意の輝度値よりも小さい輝度値は除去することとした。すなわち、

$$x(i, j) = \begin{cases} 0, & \text{for } x(i, j) - x_r < 0 \\ x(i, j), & \text{for } x(i, j) - x_r > 0 \end{cases} \quad \dots\dots (2)$$

ここに、 x_r は輝度の閾値である。輝度の閾値は試行錯誤の結果、 $x_r = 20$ とした。これらの処理を施した後、得られた 900 対の画像を用いて、竹原ら (2000) が開発した

Super-Resolution PIV 法によって流速を求めた。解析によって得られた全流速データから、その平均値 $\bar{U}$ とその分散 σ を求め、 $\bar{U} - 4\sigma < u < \bar{U} + 4\sigma$ の範囲にある解析結果のみを有意なデータとした。これは、解析時のトレーサー粒子の誤対応などに起因する誤ベクトルを除去するためである。

4. 実験結果

図-3 は、 $Re = 1220$ の場合の多孔質体部の流速ベクトルを示したもので、上段は Super-Resolution PIV によって求められた実測値を、下段は格子点に補間して表したものである。なお、多孔質体の最上流部の管路の中心を座標軸の原点として流れの方向に x 軸を、また、鉛直上向きに z 軸をとり、いずれも粒径 D で正規化して示している。流速の補間には、次式で表される距離加重法を用いた。

$$u(x_c, z_c) = \frac{\sum_{n=1}^m \omega_n u_n}{\sum_{n=1}^m \omega_n} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\omega_n = \frac{\ell^2}{(x_n - x_c)^2 + (z_n - z_c)^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 (x_c, z_c) は任意の格子点の座標、 u_n は n 番目のトレーサー粒子の流速、 (x_n, z_n) はその座標、 m は格子点を中心に半径 ℓ の円内に存在する実測流速の個数、 ω_n は重み係数である。補間領域の大きさは ℓ によって決定されるが、 ℓ が小さすぎると実測流速が存在しない場合があり、大きすぎると平滑化されてしまう。そこで、本研究では、全格子点の 95% 以上の点で補間流速が算出される程度に小さい ℓ をとることとした。図-3 には、本研究で最も流速が早い $Re = 1220$ の場合の流速ベクトルを 1/15 秒間隔で示しているが、多孔質体間隙部の流れ構造が計測できていることが再確認できる。一方向流中に設置された多孔質体間隙部では、逆向きに流れる場合もあるなど、複雑な流れ構造を有していることがわかる。ま

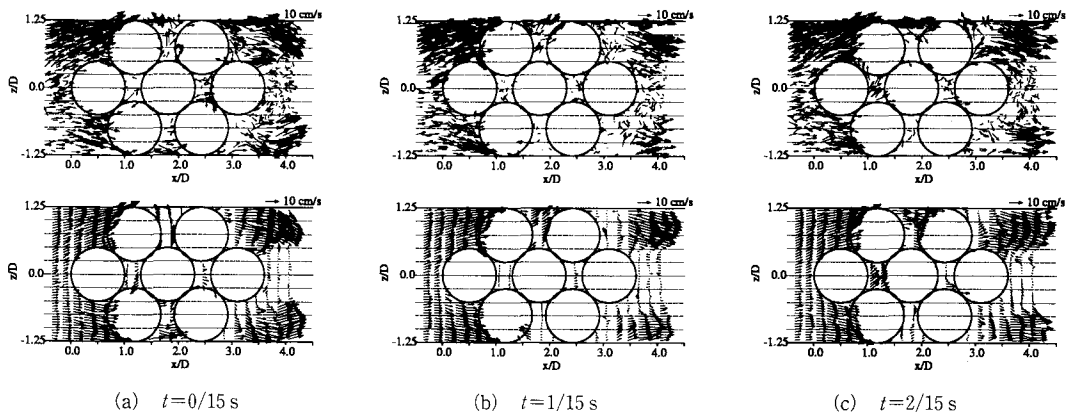


図-3 瞬間流速ベクトル ($Re = 1220$: 上段は実測値, 下段は補間値)

た、多孔質体間隙部や下流域では流速や流向の変化が激しく、1/15 秒という時間解像度では乱流構造の詳細を把握することは困難ではないかと考えられる。

図—4 は、時間平均流速

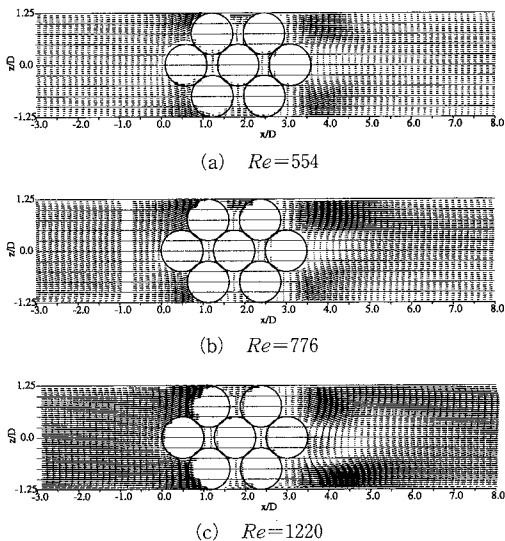
$$\overline{u(x, z)} = \frac{1}{T} \int_0^T u(x, z, t) dt \dots\dots\dots (5)$$

の空間分布を示したものである。ここに、 T は計測時間である。図—4 は、上流部、多孔質体部、下流域と別々に解析された結果を一つにまとめて示している。いずれの場合も、計測断面では、多孔質体内に流入するといったん流速が大きくなるが ($0.0 < x/D < 1.0$)、多孔質体中央部 ($1.0 < x/D < 3.0$) では流速が小さくなっていることがわかる。さらに、多孔質体よりも下流域では、噴流あるいは剥離流などの影響で速度勾配の大きな流速場が形成され、多孔質体から遠ざかるとともに徐々に速度勾配が小さくなっていく様子がわかる。多孔質体部あるいはその直下流域で流速が小さくなっているのは、本計測断面では紙面に垂直な方向の流速成分が卓越しているためであると考えられる。

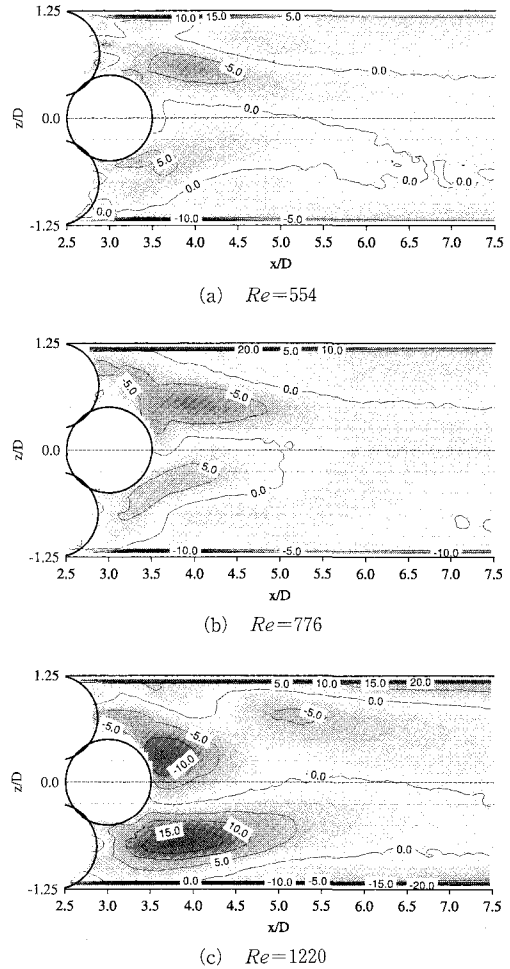
渦度は、瞬間流速を基に求めることができるが、その分布は極めて複雑である。図—5 は、時間平均流速を基に算出した時間平均渦度

$$\overline{\omega} = \frac{\Gamma}{4\Delta x \Delta z} \dots\dots\dots (6)$$

の空間分布を示している。ここに、 Γ は循環である。いずれのレイノルズ数においても、 x 軸に対してほぼ左右対称な分布を示しており、レイノルズ数の増加に伴って、渦度の絶対値が大きくなり、また、その分布範囲も下流へと



図—4 時間平均流速ベクトル



図—5 時間平均渦度 $\overline{\omega}$ の空間分布

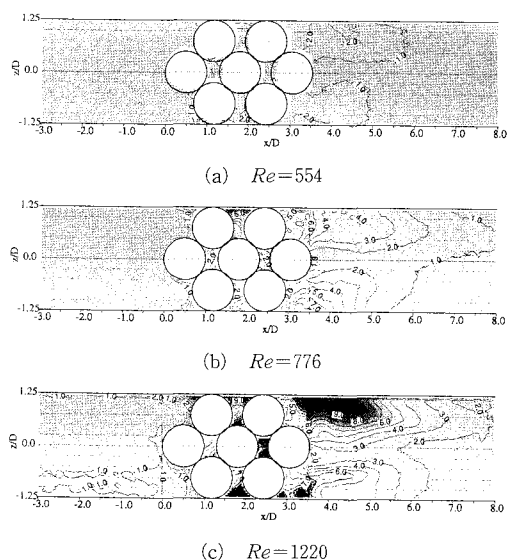
大きく広がっていることがわかる。

計測により得られた瞬間流速を、時間平均流速を用いてレイノルズ分解し、これを基に次式で示される乱れの運動エネルギーを求めた。

$$k(x, z) = \frac{1}{2} (\overline{u'(x, z)^2} + \overline{w'(x, z)^2}) \dots\dots\dots (7)$$

図—6 はその全空間分布を示したものである。いずれの場合も、乱れの運動エネルギーは、上流域ではほとんどないが、多孔質体内部を通過するとともに徐々に大きくなり、下流域に流出した直後 ($x/D=3.5$) に最大値を示すような分布を有することがわかる。また、本実験条件の範囲内ではレイノルズ数の増加とともにその絶対値は大きくなる傾向を示すことがわかる。下流域では、 x 軸に対してほぼ対称で、流下するとともにその絶対値は小さくなっていく。

我々が必要とする情報は、乱流量の詳細な分布ではな

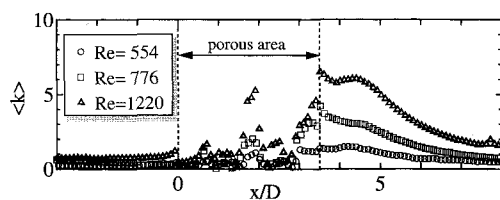
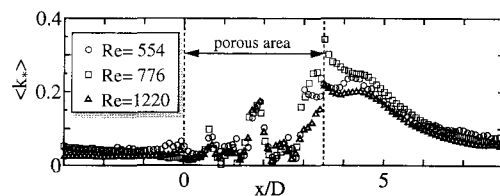
図-6 乱れの運動エネルギー k [cm^2/s^2] の空間分布

$\langle k \rangle$ 平均量であることが少なくない。そこで、乱れの運動エネルギーの断面平均量

$$\langle k \rangle = \frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} k(x, z) dz \quad \dots\dots\dots (8)$$

を求め(ここに、 H は管路の高さ)、その流下方向の変化を示したものが図-7である。図-7を見ると、多孔質体内の間隙部で局所的に乱れの運動エネルギーの断面平均量が大きくなっており、さらにその極値が流下とともに増加する傾向にあることがわかる。さらに、レイノルズ数が $Re=776, 1220$ の場合には多孔質体から流出した直後 $x/D=3.5$ で $\langle k \rangle$ は最大値をとること、また、いずれのレイノルズ数においても $x/D > 4.5$ の領域では $\langle k \rangle$ は単調に減少する傾向にあることがわかる。

図-8の $\langle k_* \rangle$ は、乱れの運動エネルギーの断面平均量を接近流速 U_0 で無次元化したものである。同図より明らかに、無次元化された乱れの運動エネルギーは、多孔質体間隙部を流下する際の増加過程、および下流域における減少過程は、レイノルズ数に依存することなく、ほぼ1つの曲線で表されることがわかる。また、 $\langle k_* \rangle$ に及ぼす多孔質体の影響は、多孔質体を構成する球の直径 D 程度であり、それより下流域では単調に減少することが明らかになった。すなわち、多孔質体の下流域における流れは、境界層、噴流、壁噴流、混合層などの自由せん断流や単独物体背後の後流域で見られる流れと同様に、自己保存性を有していると解釈できる。ただし、2次元円柱の場合に乱流諸量の自己保存性が成立するのは $x/d=200$ (d : 円柱の直径) 程度であると言われている(たとえば、Tennekes・Lumley, 1997) ことと比較する

図-7 $\langle k \rangle$ の分布図-8 $\langle k_* \rangle$ の分布

と、本実験によるそれは $x/D=1$ 程度と極めて小さく、興味深い。

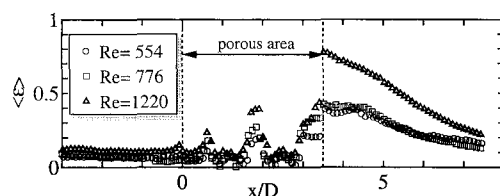
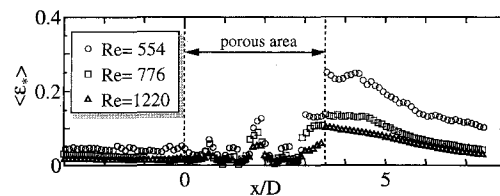
エネルギー散逸率 ϵ は次式で計算される。

$$\epsilon(x, z) = \frac{\nu}{2} \left(\frac{\partial u'(x, z)}{\partial z} + \frac{\partial w'(x, z)}{\partial x} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

図-9には、その断面平均量

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} \epsilon(x, z) dz \quad \dots\dots\dots (10)$$

を示した。同図によれば、多孔質体を通過する際の断面平均エネルギー散逸率は、断面平均乱れエネルギーと同様に局所的に大きな値を有しながら、その値は流下するとともに大きくなる傾向を示している。また、多孔質体の下流端付近で最大値をとることがわかる。下流域においては、レイノルズ数が $Re=554, 776$ の場合にはほぼ同じ値を取り、流下するとともにその値は小さくなってい

図-9 $\langle \epsilon \rangle$ の分布図-10 $\langle \epsilon_* \rangle$ の分布

く、レイノルズ数が $Re=1220$ の場合には、 $Re=554$ および $Re=776$ の場合よりも大きな値を示しているが、その傾向は同じである。

図-10 は断面平均されたエネルギー散逸率を、接近流速 U_0 および粒径 D で無次元化して表したものである。多孔質体から流出した直後の無次元化された断面平均エネルギー散逸率 $\langle \epsilon_* \rangle$ は、レイノルズ数が大きくなるとともにその値が小さくなっている。いずれの場合においても流下とともにその値は減少し、 $x/D > 5.5$ ではその減少の割合はほぼ同じになることがわかる。

5. 結 論

本研究で得られた結論を要約すると以下のようである。

(1) 屈折率整合法を用いることにより、多孔質体間隙部を流れる流体（トレーサー粒子）の運動が撮影できるようになった。計測結果によれば、一方向流中に多孔質体が設置されているにもかかわらず、間隙内では逆向きに流れる場合もあることなどが明らかになり、多孔質体間隙部では複雑な流れ構造を有していることが明らかになった。

(2) 得られた流速データをレイノルズ分解し、これを基に乱流量を推定した。接近流速 U_0 で無次元化された断面平均乱れエネルギー $\langle k_* \rangle$ は、いずれの Re 数の場合においても多孔質体間隙部を流下するとともに増加し、多孔質体下流端付近で最大値をとり、下流端から粒径 D

以上離れると単調に減少していく傾向が見られることが明らかになった。

(3) 接近流速 U_0 と粒径 D を用いて無次元化されたエネルギー散逸率 $\langle \epsilon_* \rangle$ も、多孔質体間隙部では $\langle k_* \rangle$ と同様に増加傾向を示すことが明らかになった。下流域におけるその分布は、 Re 数によってその大きさは異なるものの、およそ $2D$ 以上離れるとその減少の割合はほぼ同じになることが明らかになった。

今後は、測定の時間解像度を上げて実験を行い、また、乱流の3次元構造を把握できるようなシステムを構築し、多孔質体による乱れの生成・減衰機構の解明に努めたいと考えている。

謝辞：本研究は、科学技術研究補助金（基盤研究(B)(2)：15360269)の支援を受けて行われたものである。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 江藤剛治・竹原幸生・横山雄一・井田康夫 (1996): 水流の可視化に必要な関連技術の開発 ―比重調整・屈折率整合・多波長計測―土木学会論文集, No. 533/II-34, pp. 87-106.
- 高野保英・田中健司・重松孝昌・江藤剛治・竹原幸生 (2002): 屈折率整合法による多孔質媒体の PTV, 可視化情報学会誌, Vol. 22, Suppl. No.1, pp. 197-200.
- 竹原幸生・R. J. Adrian・江藤剛治 (2000): KC 法を用いた Super-Resolution PIV の提案, 水工学論文集, 第 44 巻, pp. 431-436.
- Tennekes H. and J.L. Lumley (1997): A first course in turbulence, MIT press, p. 115.